Untersuchungen am Helium-Wolframbogen

Inauguraldissertation

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der Mathematisch-naturwissenschaftlichen Abteilung
der Philosophischen Fakultät der Universität Basel

von

Oskar Stübing
aus Lörrach (Baden)

BASEL
Buchdruckerei Emil Birkhäuser & Cie.
1935

Untersuchungen am Helium-Wolframbogen

Inauguraldissertation

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der Mathematisch-naturwissenschaftlichen Abteilung
der Philosophischen Fakultät der Universität Basel

von

Oskar Stübing
aus Lörrach (Baden)

BASEL
Buchdruckerei Emil Birkhäuser & Cie.
1935

Genehmigt von der mathematisch-naturwissenschaftlichen Abteilung der philosophischen Fakultät auf Antrag der Herren Professoren Dr. A. Hagenbach und Dr. M. Wehrli.

Basel, den 30. Oktober 1934.

Prof. Dr. Th. Niethammer
Dekan.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderabdruck aus Helvetica Physica Acta, VIII. Jahrgang, Nr. 2, 1935.

Untersuchungen am Helium-Wolframbogen

von **Oskar Stübing.**

§ 1. Einleitung.

Die wichtigsten Vorgänge einer Gasentladung spielen sich vor der Kathode ab. Durch Glühemission, Ionenstoss oder metastabile Atome und Moleküle werden an der Kathode Elektronen ausgelöst, welche der Kathodenfall beschleunigt. Es können hier zwei Fälle unterschieden werden, je nachdem die positive Raumladungsschicht vor der Kathode (Grösse des Kathodenfallgebietes) grösser oder kleiner als die mittlere freie Weglänge der Elektronen ist. Dass bei der selbständigen Bogenentladung das letztere zutrifft, haben erstmals M. Wehrli und P. Bächtiger[1])*) experimentell an Sondencharakteristiken im Stickstoff gezeigt.

Gibt man einer ebenen Sonde, die sich in einer Entladung befindet, ein veränderliches Potential U_S z. B. gegen die Kathode und misst den Strom J_S, der durch die Sonde fliesst, so erhält man eine Beziehung zwischen U_S und J_S, die Sondencharakteristik. Die Sonde kann negativ oder positiv gegen die Umgebung, das sog. Raumpotential, aufgeladen sein. Im ersteren Fall, der hier allein in Betracht kommt, besteht der Sondenstrom J_S im wesentlichen aus positiven Ionen, da diese gegen die Sonde beschleunigt, die Elektronen dagegen abgestossen werden. Die Kurven der

*) Die Nummer bezieht sich jeweils auf das Literatur-Verzeichnis am Ende der Arbeit.

Fig. 3 sind solche Teilcharakteristiken der zuletzt erwähnten Art, die sämtlich beim Druck $p = 67$ mm und der Bogenstromstärke $J = 0{,}45$ Ampere aufgenommen sind.

Diese Strom-Spannungskurven weisen einen linearen Anstieg des Sondenstromes mit der Spannung auf. Wird der Abstand Kathode—Sonde d oder der Gasdruck p verringert, so tritt an der Stelle, wo Kathode und Sonde gleiches Potential besitzen, eine systematisch sich vergrössernde Abweichung von der Linearität auf (siehe Fig. 3 und 4). Diese ist verursacht durch Elektronen, die mit Kathodenfallgeschwindigkeit das Schichtende der Raumladung verlassen und somit eine „primäre translatorische Elektronengruppe" bilden. Die Untersuchung dieser Gruppe dient daher zur Aufklärung der Vorgänge, die sich in der Umgebung der Kathode abspielen.

Es ist zu erwarten, dass diese primäre translatorische Elektronengruppe auch bei andern Bogenentladungen vorkommt. Die vorliegende Arbeit bezweckt, diese Erscheinung unter veränderten Bedingungen näher zu untersuchen. Besonders geeignet ist dazu der Helium-Wolframbogen, da die mittlere freie Weglänge des Heliums die des Stickstoffes um das Dreifache übertrifft. Aus diesem Grunde ist für Helium das Auftreten der primären Elektronenschar bei höherem Druck, wie auch bei grösserem Abstand Kathode-Sonde vorauszusehen.

Inwiefern die Elektronenemission an der Sonde, die durch die Temperaturerhöhung des Wolframs verursacht ist, eine Rolle spielt, soll das Eingehen auf die Stromabhängigkeit der primären Elektronengruppe klären.

Da über die Existenzbedingungen des Heliumbogens wenig bekannt ist, sollen gleichzeitig Spannungs-Stromstärke-, ferner Spannungs-Bogenlänge- und Spannungs-Druckkurven gemessen werden. Hier tritt das bekannte Verschwinden des Anodenfalles[2])[3]) in den Vordergrund, das wegen der grösseren mittleren freien Weglänge des Heliums bei grösserer Bogenlänge eintreten muss als in den untersuchten Gasen Stickstoff und Wasserstoff.

§ 2. Apparatur.

Die Messungen der Sondencharakteristiken werden an einer vertikalen Bogenentladung zwischen Wolframelektroden in reinem, trockenem Helium vorgenommen. Wie aus Figur 1 ersichtlich ist, bilden Kathode und Sonde zwei einander gegenüberstehende, eben geschliffene Halbkugeln aus Wolfram. Die Sonde kann mit Hilfe eines Fettschliffes, der durch einen Stahlstab mit der abgebildeten Mikrometerschraube in Verbindung steht, gegen die

Kathode bewegt werden. Die Verbindung der Sonde mit der Spannungsquelle ist durch einen Quecksilberkontakt hergestellt; am Ende des Stabes befindet sich eine kleine, eiserne Scheibe, die in einen Quecksilbernapf taucht. Auf diese Weise kann der Abstand Kathode-Sonde innerhalb des Messbereiches der Mikrometerschraube (10 mm) beliebig verändert werden. Die Anode ist unterhalb der Kathode fest angeordnet. Der Abstand Anode-Kathode beträgt in diesem Fall 1,8 bis 2,0 mm.

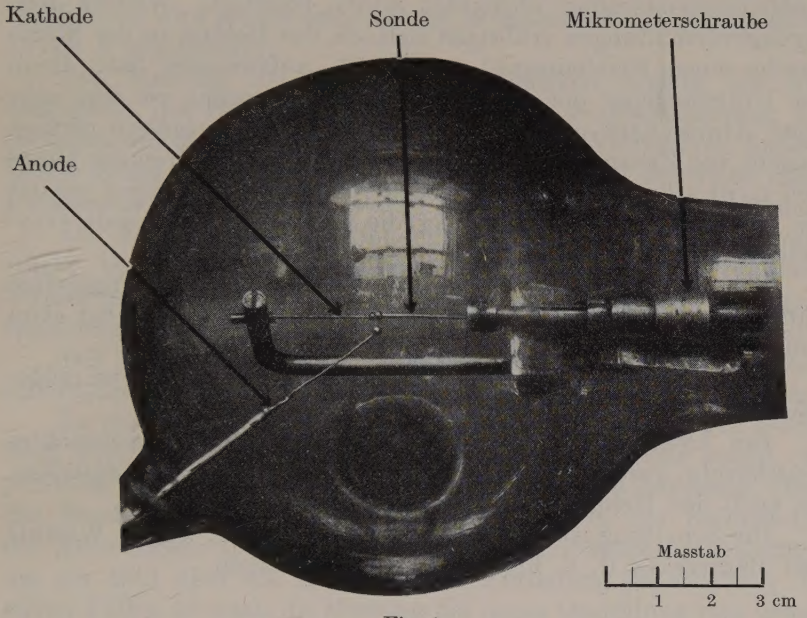


Fig. 1.
Entladungsgefäss.

Bei Messungen mit nur 2 Elektroden ist die Bogenentladung horizontal; die untere Elektrode wird also entfernt.

Um Helium zu sparen, ist das Entladungsgefäss klein dimensioniert (etwa 1 Liter) und besteht aus Pyrexglas, da die Gastemperatur beträchtliche Werte annehmen kann. Am Gefäss befinden sich vier Glasschliffe, die sämtlich mit Pyceïn abgedichtet werden. Von diesen Schliffen haben zwei die Aufgabe, die metallischen Befestigungen der Elektroden zu tragen; ihre seitlichen Zuführungen lässt die Figur 1 erkennen. Zugleich ist die untere Öffnung sichtbar, die über ein Glasrohr mittels des dritten Schliffes mit der übrigen Glasapparatur in Verbindung steht. An diesem Rohr ist endlich der vierte Schliff angebracht; er hält ein kleines mit Phosphorpentoxyd gefülltes Trocknungsgefäss.

Das Helium*) befindet sich in einer Stahlflasche von 0,6 Liter Inhalt unter einem anfänglichen Druck von 10 Atmosphären. Die Flasche ist vakuumdicht mit der Apparatur verbunden. Beim Einfüllen in das Entladungsgefäss durchströmt das Gas zunächst (nach einer Quecksilbersicherung) zur Trocknung eine mit Phosphorpentoxyd gefüllte Röhre von einem halben Meter Länge. Quecksilberdämpfe und andere Verunreinigungen werden durch ein mit Kohle versehenes Gefäss, das mit einer Azeton-Kohlensäuremischung abgekühlt wird, beseitigt. Weitere Reinigungsvorrichtungen erübrigen sich, da das Helium in der Stahlflasche einen Reinheitsgrad von 99,5% aufzuweisen hat. Denn zur Untersuchung der primären Elektronengruppe ist eine sehr reine Atmosphäre nicht erforderlich, da eine prozentual geringe Anzahl von Zusammenstössen mit Molekülen eines fremden Gases sich nicht störend bemerkbar macht. Aus diesem Grund genügt die Reinheit 99,5%, bei welcher die Entladung ohne jede Oxydation der Elektroden brennt.

Vor dem Einfüllen wird das evakuierte Entladungsgefäss mit Elektroden und Halter in einem elektrischen Ofen bei etwa 400° C entgast.

Der Gasdruck kann an einem Quecksilber-Manometer abgelesen werden.

Ein kleines, kurz vor dem Entladungsgefäss angebrachtes Geisslerrohr, gestattet, sowohl die Güte des Vakuums festzustellen, als auch das Helium spektroskopisch zu untersuchen.

Die Schaltung ist im wesentlichen die gleiche, wie sie Wehrli und Bächtiger (l. c. Fig. 1) beschrieben haben.

§ 3. Messmethode.

Es werden zunächst Versuche unternommen, um die Reinheit der Gasfüllung zu beurteilen. Dabei lässt sich erkennen, dass eine Verschlechterung der Heliumatmosphäre eine Spannungserhöhung bei der Glimmentladung zur Folge hat; dieses Resultat hat auch M. Wehrli[4]) beim Stickstoff gefunden, so dass nach analoger elektrischer Messmethode der Reinheitsgrad nachgeprüft werden konnte.

Zur Zündung des Lichtbogens ist die bei den Sondenmessungen zur Anwendung gelangte Anordnung mit drei Elektroden wegen des festen Abstandes Anode–Kathode ungeeignet. Daher

*) Das Helium wurde von der „*Gesellschaft für Lindes Eismaschinen A.-G.*“, Höllriegelskreuth bei München zu einem billigeren Spezialpreis bezogen, wofür hiermit gedankt sei.

werden Anode und Sonde miteinander verbunden. Durch Berühren der Sonde mit der Kathode erfolgt die Zündung. Darauf wird die normale Stromstärke $J = 0{,}45$ Ampère eingestellt und nach einiger Zeit die Stellung der Mikrometerschraube für die Distanz Kathode-Sonde $d = 0$ bestimmt; der Augenblick der Berührung kann sehr genau durch das Zurückgehen der Spannung U zwischen Kathode und Sonde festgestellt werden.

Da die Bogenzündung erst bei einem Druck über 200 mm möglich ist, wird jeweils während des Brennens auf den gewünschten Druck p abgepumpt.

Zur Messung der Sondencharakteristiken, welche die Abhängigkeit des Sondenstromes J_S von der Sondenspannung U_S (bezogen auf die Kathode) darstellen, wird die Verbindung Anode-Sonde gelöst. Die Spannung der Sonde U_S kann mit Hilfe eines Potentiometers im Bereich -220 bis $+220$ Volt variiert werden.

Da die Änderung der Sondenspannung U_S die Bogenstromstärke beeinflusst, muss jeweils auf die konstant zu haltende Stromstärke J nachreguliert werden, wobei gleichzeitig die Bogenspannung U abgelesen wird.

Der Abstand Anode-Kathode lässt sich mit einer Präzisionsschublehre, die mit einer Visiervorrichtung versehen ist, bestimmen.

In der Tabelle 1 ist die Messung einer $J_S - U_S$-kurve (siehe auch Fig. 4, Nr. 20) wiedergegeben. Die Sonde hat zuerst ein positives Potential gegen die Kathode; es ist so bemessen, dass der Sondenstrom $J_S = 0$. Die Daten folgen in der Reihenfolge der Ablesungen; zum Schluss ist eine Kontrollmessung beigefügt, um ein Bild über die Konstanz der Entladung zu erhalten. In vielen Fällen ist auch die Messung bei neuer Gasfüllung und neuen Elektroden wiederholt worden; die Kurven zeigen jedoch keine wesentliche Abweichung, wie beispielsweise die Fig. 3[6] zu erkennen gibt, in der die ausgefüllten Punkte einer Messreihe bei anderer Heliumfüllung entsprechen.

Zur Stabilisierung des Lichtbogens hat die Stromquelle, die den Bogen speist, eine elektromotorische Kraft von 3000 Volt. Spannungsschwankungen werden ausserdem durch eine dem Generator parallel geschaltete Kapazität von 12 μF herabgemindert.

Die Herstellung der Wolframelektroden geschieht nach der von Wehrli und Bächtiger (l. c.) angegebenen Methode.

Nach kurzer Messzeit zeigen die Elektroden einen feinen Belag mit kleinen Kristallen. Daher werden die Kurven rasch durchgemessen und die Elektroden jeweils vor einer Heliumfüllung durch neue ersetzt.

Tabelle 1.

Zur Sondencharakteristik 20, Fig. 4.

Druck $p = 113{,}0 \pm 0{,}2$ mm, Abstand Kathode-Sonde $d = 0{,}30 \pm 0{,}02$ mm, Bogenstromstärke $J = 0{,}450 \pm 0{,}002$ Ampère.

U Bogenspannung, J_S Sondenstromstärke, U_S Sondenspannung.

U Volt	J_S mA	U_S Volt
$126{,}0 \pm 0{,}1$	$0 \pm 0{,}5$	$105{,}0 \pm 0{,}05$
124,4	26	96,8
124,0	45	87,0
122,6	55	79,2
122,0	61	72,0
121,8	67	63,8
120,0	72	55,8
119,4	76	49,5
118,0	80	43,8
116,8	84	38,1
116,2	89	32,0
116,2	93	26,3
114,4	96	22,8
114,6	99	19,2
113,9	100	16,8
114,0	102	14,0
112,6	105	9,8
113,0	107	6,1
110,8	110	4,8
110,6	114	2,2
110,4	116	1,7
109,8	125	0,0
107,8	131	− 2,2
107,8	134	− 5,2
106,4	136	− 9,1
105,8	140	− 14,1
104,4	144	− 21,0
102,4	150	− 28,2
101,0	161	− 34,9
99,8	170	− 38,2
	Kontrollmessungen	
104,2	141	− 20,0
116,2	90	+ 30,0

Die Stieldicke der Sonde ist stets grösser als die der Kathode, um im Gebiet negativer Sondenspannungen ein Zünden der Sonde

als Kathode zu vermeiden (Durchmesser des Sondenstieles 0,5 mm, des Kathodenstieles dagegen 0,4 mm).

Die Elektrodentemperaturen werden mit einem Pyrometer nach Holborn und Kurlbaum bestimmt*). Dabei beobachtet man die zu untersuchende Lichtquelle durch ein Fernrohr und reguliert mit Hilfe eines Widerstandes eine geeichte Glühbirne, die mit einem Akkumulator in Verbindung steht, auf die gleiche Helligkeit ein. Ein Präzisionsamperemeter gestattet, den Strom sehr genau abzulesen. Als Temperaturstrahler ist dabei ein schwarzer Körper vorausgesetzt. Zu der durch die Wand des Entladungsgefässes[5]) bedingten Korrektur muss daher noch die Reduktion auf die wahre Temperatur[6]) der Elektroden kommen.

In Tabelle 2 ist die Temperaturbestimmung der in Tabelle 1 dargestellten Messreihe durchgeführt.

Tabelle 2.

Zur Sondencharakteristik 20, Fig. 4 und Tabelle 1.

A. Ablesung am Pyrometer.

U_S Volt	Kathode Teilstriche (Bereich bis 3000° C)	Sonde Teilstriche (Bereich bis 2000° C)
−20	60,8 ± 0,05	74,8 ± 0,05
+30	60,8 ± 0,05	68,1 ± 0,05

B. Bestimmung der Temperatur.

Teilstriche	Bereich	T^0 K Schwarzer Körper	ΔT^0 Glaskorrektur	T^0 K + ΔT^0	Wahre Temp. T_0^0 K
Kathode 60,8±0,05	(3000° C)	2535	45	2580	2870±15
Sonde 68,1	(2000° C)	2095	25	2120	2310
Sonde 74,8	(2000° C)	2250	30	2280	2500

§ 4. Die Glimm- und Bogenentladung im Helium.

Zur Feststellung der für die Bogenzündung notwendigen Bedingungen wird eine Anzahl vollständiger Charakteristiken gemessen. Die in Figur 2 wiedergegebene Kurve ist in Richtung zunehmender Stromstärke aufgenommen. Die Entladung findet in diesem Fall bei einem Druck von 268 mm zwischen zwei

*) Das Instrument stellte mir Herr Prof. Wehrli freundlicherweise zur Verfügung.

Kugelelektroden statt, deren Abstand 0,3 mm beträgt. Beim Messen des linken Astes, welcher der Glimmentladung entspricht, sind Elektroden und Halter mit dem Glimmlicht bedeckt. Nachdem die zur Entstehung des Lichtbogens nötige Temperatur durch Erhöhung der Stromstärke erreicht ist, schlägt die Glimmentladung unstetig in die Bogenentladung über. Bei einem Druck unter 200 mm wird die Stromdichte der Glimmentladung so klein, dass trotz grösserer Stromstärke die zur Bogenzündung nötige Temperatur an der Kathode nicht erreicht wird. 200 mm ist gerade das 10fache des „kritischen Bogenzünddruckes" beim Stickstoff[4]).

Auch oberhalb 200 mm ist die Zündung des Lichtbogens mit Schwierigkeiten verknüpft, da der Bogen oft am dünnen Kathodenstiel ansetzt, und dann die Elektrode in kurzer Zeit abschmilzt.

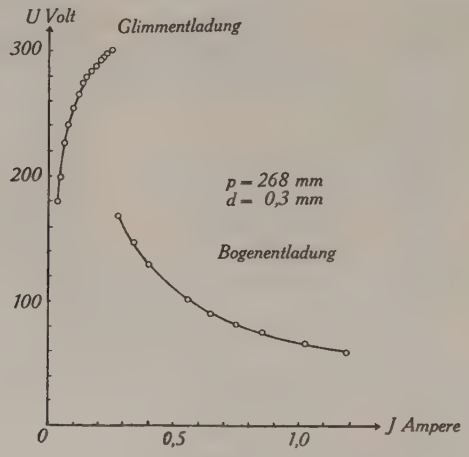


Fig. 2.
Spannungs-Stromstärke-Charakteristik.
p = Druck, d = Bogenlänge.

Aus einer Reihe von Messungen ergibt sich als niedrigste Stromstärke, die auch bei geringem Druck während des Messens ein Umschlagen des Bogens in die Glimmentladung nicht befürchten lässt, $J = 0{,}45$ Ampère.

Durch sorgfältiges Abpumpen der Heliumatmosphäre gelingt es, die Bogenentladung bis zu einem Druck $p = 11$ mm zu erhalten (bei einer Stromstärke von $J = 0{,}6$ Ampère betrug die Spannung $U = 244$ Volt).

Welche Erscheinungsformen die Bogenentladung bei kleinem Druck annimmt, soll im § 9 beschrieben werden.

§ 5. Die primäre Elektronenschar, die auf die Sonde gelangt.

Die Sondencharakteristiken der Fig. 3 sind alle beim Druck $p = 67$ mm und der Bogenstromstärke $J = 0{,}45$ Ampère gemessen.

Die Kurve 1, deren Abstand Kathode-Sonde $d = 2{,}2$ mm beträgt, zeigt unterhalb 80 Volt einen nahezu linearen Anstieg, der auf eine Auslösung von Elektronen an der Sonde zurückzuführen ist[7]). Beim Abstand $d = 1{,}8$ mm (Kurve 2) tritt im Punkt $U_s = 0$, in dem Kathode und Sonde gleiches Potential besitzen, ein plötzlicher Anstieg auf, der bei abnehmendem d sich systematisch vergrössert. Wäre die Abweichung von der Linearität nicht vorhanden, so würden die Kurven jeweils den gestrichelten Verlauf annehmen, der durch Extrapolation der Kurve mittels einer Geraden über $U_S = 0$ hinaus erhalten wird. Der plötzliche Anstieg ist verursacht durch Elektronen, die, im Kathodenfall beschleunigt, ohne Energieverlust und Richtungsänderung, die positive Raumladung an der Sonde durchdrungen haben.

Von der Charakteristik 4 an kann man deutlich einen zweiten Anstieg bei 20 Volt feststellen; dieser rührt von unelastischen Stössen her.

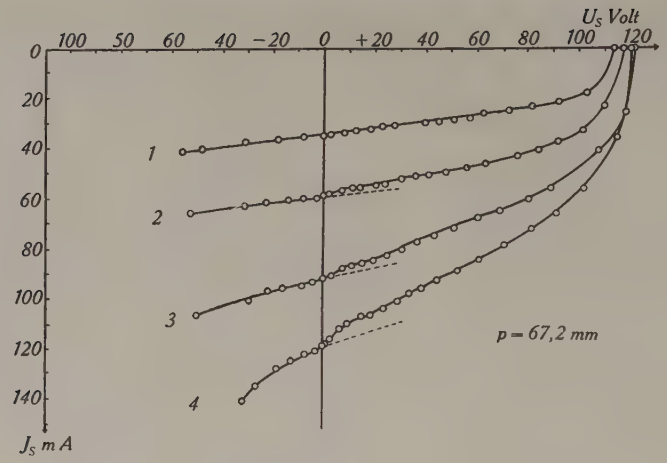
Die in diesem Punkt gebildete Differenz ΔJ_e entspricht nicht der Zahl N_e der primären Elektronen, welche die Sonde in der Sekunde*) erreichen, wie jetzt ausgeführt werden soll. Im Bereich negativen Sondenpotentials U_S werden noch keine Elektronen von der Sonde abgefangen. Letztere pendeln zwischen Kathode und Sonde hin und her und schaffen durch Ionisation des dazwischen sich befindlichen Gases neue Ladungsträger. Mit zunehmendem ΔJ_e wird daher nicht nur der Anteil an primären Elektronen, der von der Sonde aufgenommen wird, grösser, sondern der Ionenstrom nimmt wegen der nun geringeren Ionisation ab.

Aus diesem Grund übertrifft die Zahl ΔJ_e die Grösse N_e.

Den Verlust an ionisierungsfähigen Elektronen lässt auch der Verlauf der Gesamtspannung U erkennen, die bei den Sondenkurven der Fig. 3 z. T. aufgetragen ist. Um die Bogenstromstärke J konstant zu halten, muss die Spannung U um den Betrag ΔU erhöht, d. h. die Geschwindigkeit der Primärelektronen vergrössert werden.

Die Bestimmung von N_e erfordert deshalb eine Anzahl von

*) N_e hat also die Dimension einer Stromstärke.



1) $d = 2{,}2$ mm 2) $d = 1{,}8$ mm 3) $d = 1{,}4$ mm 4) $d = 1{,}0$ mm
Abstand Anode-Kathode 1,9 mm

Kathodenstiel 0,40 mm Durchmesser Sondenstiel 0,50 mm Durchmesser
„ kopf 1,64 „ „ „ kopf 1,84 „ „

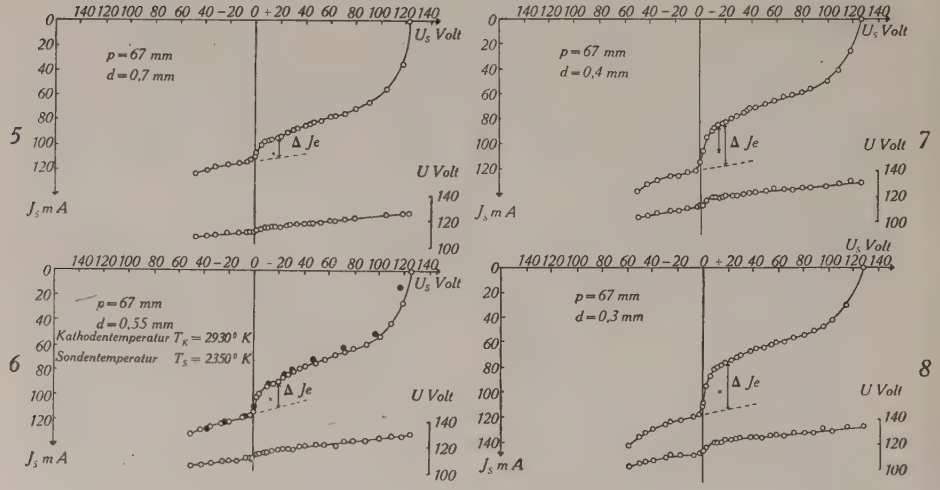


Fig. 3.

1 bis 8: Sondencharakteristiken und Gesamtspannungen (nur bei 5 bis 8) bei konstantem Druck $p = 67$ mm und konstanter Stromstärke $J = 0{,}45$ Amp.
U Bogenspannung, J Bogenstromstärke,
U_S Sondenspannung, J_S Sondenstromstärke,
d Abstand Kathode-Sonde.

• Kontrollmessung mit neuer He-Füllung.

Korrektionsgliedern. Nach M. Wehrli und P. Bächtiger gilt die Gleichung:

$$N_e = \frac{\Delta J_e (\overline{U} - k_2 \alpha U_k) + k_1 (1 + \alpha) N_k \Delta U_k}{(1 - \varrho) [(k_1 - k_2) \alpha U_k + k_1 U_k + \overline{U} + (1 + \alpha) k_1 \Delta U_k]}. \quad (1)$$

Bedeutung der einzelnen Grössen.

α Anzahl der Elektronen, die ein positives Ion beim Auftreffen auf Wolfram auslöst,

k_1, k_2 Flächenverhältnis der Sonden- bzw. Kathodenfläche zu der aus beiden gebildeten, gesamten Zylinderfläche,

U_k Kathodenfall bei $U_S = 0$,

$\overline{U}$ Mittlerer Geschwindigkeitsverlust der Elekronen für die Bildung eines Ionenpaares,

ΔU_k Anstieg des Kathodenfalles im Punkt $U_S = 0$,

ϱ Reflexion und Sekundäremission der Elektronen an der Sonde,

N_k Grösse der primären Elektronenschar an der Kathodenfläche.

Aus der Gleichung (1) wurde N_e berechnet, indem ΔU_k vernachlässigt, $U_k = U$ und $k_1 = k_2$ gesetzt worden ist.

Es gilt also

$$N_e \approx \frac{\Delta J_e (\overline{U} - k_1 \alpha U)}{(1 - \varrho) (k_1 U + U)}. \quad (1')$$

Der Abschätzung von α liegt eine Arbeit von M. L. E. Oliphant[8]) zugrunde. Allerdings ist dort die Anzahl der pro positives Ion ausgelösten Elektronen für Molybdän angegeben, das aber mit dem in Frage kommenden Wolfram eng verwandt ist. Die Extrapolation einer Messreihe für die Auslösung an heissen Flächen liefert den Wert $\alpha = 0{,}09$, wobei vorausgesetzt ist, dass dieser roh geschätzte Wert in unserem Voltbereich konstant bleibt.

Die Grösse $\overline{U}$ kann bestimmt werden, wenn die Zahl n der positiven Ionen, die von einem Elektron mit bekannter Voltgeschwindigkeit U erzeugt werden, bekannt ist. Es gilt dann: $\overline{U} = \frac{U}{n}$. Aus Angaben von K. T. Compton und I. Langmuir[9]) erhält man $\overline{U} = 35$ Volt für $U = 100$ Volt.

Einer Arbeit von A. I. Ahearn[10]) wird die Grösse ϱ entnonnem. Von den dort angeführten verschiedenen Messreihen wird diejenige verwandt, die aufgenommen ist, ohne dass das Wolfram einer vorhergehenden Entgasung unterworfen wurde. Man findet $\varrho = 0{,}40$ für $U_S = 20$ Volt.

Die Grösse von N_e ist in den Sondencharakteristiken durch ein Kreuz angedeutet (ausführlich in Fig. 3[7]). Da die Elektroden nach längerer Messzeit unbrauchbar werden, sind die Kurven der Fig. 3 nicht alle in der gleichen Heliumatmosphäre gemessen;

dadurch ändert sich wohl die Gesamtspannung bis zu 3,5%, die Grösse der primären Elektronengruppe bleibt aber davon unberührt.

Fig. 4 veranschaulicht den Einfluss des Druckes auf ΔJ_e bei konstantem Abstand d und der normalen Stromstärke $J = 0{,}45$ Ampere. Druckabnahme wirkt ebenso wie Abstandsverkleinerung vergrössernd auf die primäre Gruppe.

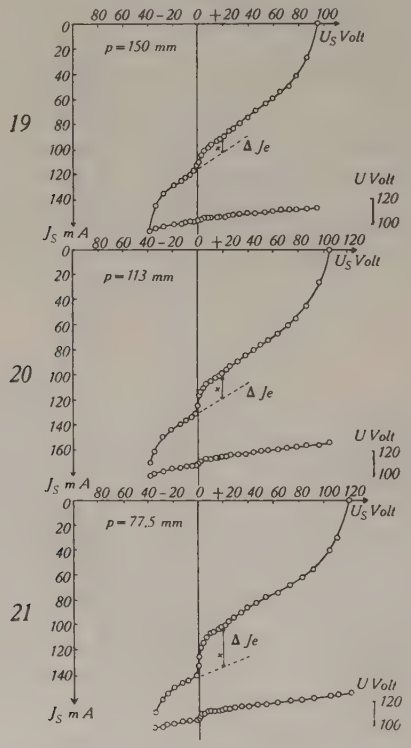


Fig. 4.

Sondencharakteristiken und Gesamtspannungen bei konstantem d und J ($d = 0{,}3$ mm, $J = 0{,}45$ Amp.) und variablem Druck p.

Endlich ist in Fig. 5 die Sondencharakteristik dargestellt, welche mit $N_e = 35$ mA die grösstgemessene Gruppe besitzt. ΔJ_e beträgt dabei 58 mA; die Differenz $\Delta J_e - N_e = 23$ mA ist hier recht beträchtlich.

In Tabelle 3 sind die Resultate der Messungen zusammengestellt, auf die sich auch die den Figuren beigefügten Zahlen beziehen.

Tabelle 3.

Elastisch gestreute, primäre Elektronen.
$J = 0{,}45$ Ampere.

Nr.	Fig.	p_{mm}	d_{mm}	$\Delta J_{e\text{mA}}$	U_{Volt}	$k_1 = k_2$	$N_{e\text{mA}}$	$\frac{p \cdot d}{\text{mm}}$	$\frac{d}{\lambda}$
1	3^1	67,2	2,20	0	118	0,14	0	147,9	28,6
2	3^2	67,2	1,80	2	118	0,16	2	121,0	22,8
3	3^3	67,2	1,40	4	114,4	0,19	4	94,1	16,5
4	3^4	67,2	1,00	6	114,2	0,23	5	67,2	11,0
5	3^5	67,0	0,70	16	114	0,28	13	46,9	6,8
6	3^6	67,0	0,55	20	114	0,31	15	36,9	5,6
7	3^7	67,0	0,40	34	117	0,35	23	26,8	3,9
8	3^8	67,0	0,30	39	118	0,38	25	20,1	2,9
9	—	100,0	0,55	10	115,6	0,31	7	55,0	—
10	—	76,0	0,55	16	117	0,31	12	41,8	—
11	—	84,0	1,00	4	130	0,24	3	84,0	14,5
12	—	84,0	0,80	6	130	0,25	5	67,2	11,2
13	—	84,0	0,55	16	128	0,31	11	46,2	7,3
14	—	50,8	0,60	25	128	0,30	18	30,5	4,7
15	—	60,0	0,40	38	119	0,34	26	24,0	3,7
16	—	60,0	0,30	46	122	0,37	29	18,0	2,7
17	5	60,0	0,20	58	123	0,41	35	12,0	1,8
18	—	198,0	0,30	8	99	0,37	6	59,4	9,2
19	4^{19}	150,0	0,30	13	103	0,37	9	45,0	6,7
20	4^{20}	113,0	0,30	20	120	0,37	14	33,9	5,0
21	4^{21}	77,5	0,30	34	110	0,37	23	23,3	3,4

Bemerkungen zur Tabelle 3.

a) Die Berechnung von $k_1 = k_2$ ergibt sich aus den Radien der Kathode r_k bzw. *Sonde* r_s und dem Abstand Kathode-Sonde d gemäss der Gleichung:

$$k_1 = k_2 = \frac{\pi \frac{r_k^2 + r_s^2}{2}}{\pi \left[r_k^2 + r_s^2 + d\,(r_k + r_s) \right]},$$

hierbei ist der Unterschied von Kathoden- und Sondenfläche (Grundflächen des Zylinders) bei der Bildung des Verhältnisses durch Einsetzen ihres Mittelwertes Rechnung getragen.

b) Der Unterschied zwischen N_e und ΔJ_e nimmt, wie man aus der Tabelle und aus der Gleichung (1′) erkennt, mit wachsendem $k_1 = k_2$ zu. Infolge der Abnahme von d wird gleichzeitig ΔJ_e grösser.

c) Der absolute Fehler, mit dem N_e behaftet ist, schwankt zwischen $\pm 0{,}2$ und $\pm 0{,}5$.

d) In der letzten Rubrik ist das Verhältnis des Abstandes Kathode-Sonde d zur mittleren freien Elektronenweglänge λ*) (bei entsprechendem Druck p und Temperatur T) eingetragen. In den meisten Fällen wird λ von d nicht stark überschritten, d. h. die Stosszahl ist klein.

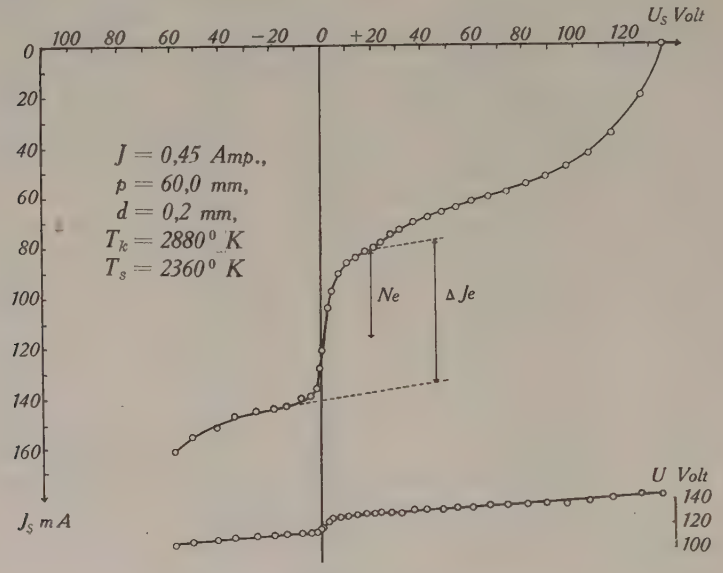


Fig. 5.
Sondencharakteristik und Gesamtspannungen.

U_s Sondenspannung, U Bogenspannung, p Druck,
J_s Sondenstromstärke, J Bogenstromstärke, d Abstand Kathode-Sonde,
T_s Sondentemperatur, T_k Kathodentemperatur.

§ 6. Zusammenstösse der primären Elektronen mit den Gasmolekülen.

Von der Kurve 4 (Fig. 3) an weisen alle Sondencharakteristiken bei $20 \pm 0{,}5$ Volt einen zweiten Anstieg auf. Elektronen, die eine solche Voltgeschwindigkeit erreicht haben, setzen beim Zusammenstoss die Heliumatome in den ersten Anregungszustand, bewirken also bei dieser Spannung den ersten unelastischen Stoss. Die Form der Sondencharakteristik von $U_S = 0$ bis 20 Volt ist

*) Die mittlere freie Elektronenweglänge λ_0 beim Druck 1 mm und der Temperatur 273^0 K beträgt für Helium 0,773 mm, beim Stickstoff dagegen 0,257 mm[11]).

daher im wesentlichen durch die Winkelverteilung der elastischen Stösse bestimmt.

Die Anzahl N_e der elastisch gestreuten Elektronen beträgt nach M. Wehrli und P. Bächtiger (l. c.):

$$N_e = N_k e^{-\frac{(d \cdot p)}{T} \frac{(1-k_3)}{\lambda_0} 273}. \qquad (2)$$

Bedeutung der einzelnen Grössen.

N_k Grösse der primären Elektronenschar an der Kathodenfläche,
d Abstand Kathode – Sonde,
T Temperatur in K°,
λ_0 Mittlere freie Elektronenweglänge,
k_3 Verhältnis der Wahrscheinlichkeit von elastischen Stössen zur gesamten Stosswahrscheinlichkeit.

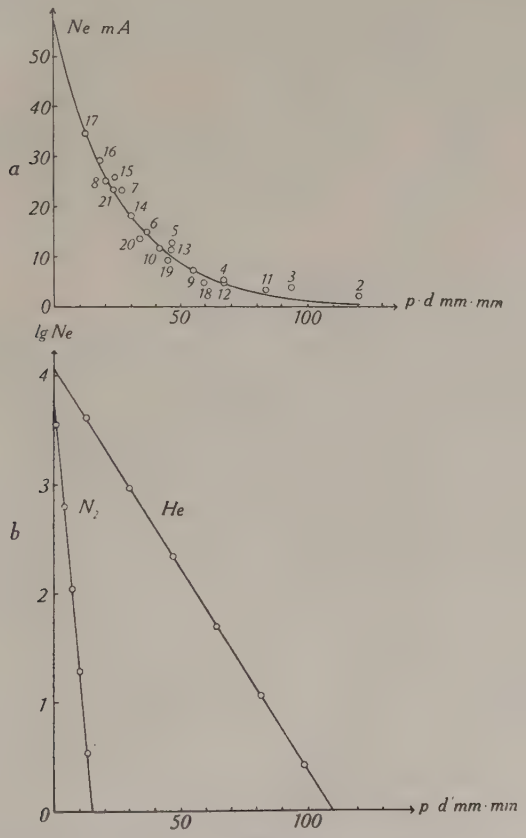


Fig. 6.

Elastisch gestreute Elektronen N_e als Funktion von $p \cdot d$ (p Druck, d Abstand).

Diese Gleichung ist unter der Voraussetzung hergeleitet, dass der Weg der Elektronen im Mittel d beträgt, d. h. in der Hauptsache nur kleine Winkelstreuungen auftreten.

Zur Prüfung der Gleichung (2) findet man die in Tabelle 3 aufgestellten N_e-Werte in Fig. 6a als Funktion des Produktes $p \cdot d$ aufgetragen. Nach der Beziehung (2) ist die Abhängigkeit der Zahl der elastisch gestreuten Elektronen N_e vom Druck p und der Distanz d derart, dass Messpunkte, die bei verändertem Druck oder Abstand aufgenommen sind, auf die gleiche Kurve fallen müssen; nach der Fig. 6a ist diese Forderung erfüllt, da gemäss Tabelle 3 die dort eingezeichneten Punkte unter verschiedenen d und p gemessen sind. Die Streuung der bei grossem Produkt $p \cdot d$ aufgenommenen Punkte rührt vor allen Dingen von der in diesem Bereich grösser werdenden Ungenauigkeit bei der Ermittlung der Grösse ΔJ_e her. Je kleiner die Gruppe ΔJ_e ist, desto mehr fällt ein Fehler bei der angegebenen Bestimmung mittels Tangenten ins Gewicht.

Nach Gleichung (2) muss die sich ergebende Kurve mit wachsendem Produkt $p \cdot d$ exponentiell abfallen. Die Bestätigung zeigt die Fig. 6b, in der bei gleichen Abszissen die Logarithmen der Ordinaten von Fig. 6a eingetragen sind. Die in Übereinstimmung mit der Theorie erhaltene Gerade H_e ist dabei nicht durch gemessene Punkte bezeichnet; die Kreise sind aus der in (a) dargestellten Exponentialfunktion ermittelt.

Die Grösse N_k, die den Wert der primären Gruppe an der Kathode bedeutet, ergibt sich als Schnittpunkt der Geraden mit der Achse $p \cdot d = 0$. Man findet $N_k = 56$ mA. Wird der Strom für die übrige Kathodenfläche dazugerechnet, so resultiert daraus als untere Grenze für den negativen Strom an der Kathode 168 mA. Bei einer Kathodentemperatur von 2880° K beträgt die thermische Elektronenemission im Vakuum 660 mA (nach Zwikker l. c.), wenn die Kathodenfläche zu 10 mm² angenommen wird.

Aus der Neigung der He-Geraden findet man nach der Fig. 6b

$$\frac{1 - k_3}{\lambda_0 T} \cdot 273 = 0{,}0363 \pm 0{,}002. \qquad (3)$$

Zum Vergleich ist die von den oben erwähnten Autoren im Stickstoff gefundene N_2-Gerade*) in Fig. 6b eingetragen. Hierbei gilt

$$\frac{1 - k_3}{\lambda_0 T} \cdot 273 = 0{,}242 \pm 0{,}03\,. \qquad (3')$$

*) Helv. Phys. Acta **5**, 118, 1932. In Fig. 5 (c) muss der Ordinatenmasstab (lg N_e) um 0,72 Einheiten nach oben verschoben werden.

Dieser Wert ist beträchtlich grösser als der für Helium errechnete, was ganz der Erwartung entspricht, da $\lambda_{0\,He} > \lambda_{0\,N_2}$.

Die obige Beziehung gestattet die Berechnung des Quotienten k_3, wenn die mittlere freie Elektronenweglänge $\lambda_0 = 0{,}773$ mm und die Temperatur T (als Mittelwert der Kathoden- und Sondentemperatur) gleich 2640° K (Fig. 3[6]) gesetzt wird. Man erhält so

$$k_3 = 0{,}73 \pm 0{,}03.$$

Es mag noch erwähnt werden, dass I. Langmuir und H. Jones für k_3 den Wert 0,197 (bei 100 Volt Elektronen) angeben. Ihr Resultat stützt sich auf die Kurvenform der einzelnen Sondencharakteristik und ist auf sehr indirektem Weg ermittelt; daher wird eine nähere Beurteilung über die Genauigkeit ihres Ergebnisses nicht durchgeführt. Für Helium erhalten die gleichen Autoren eine kleinere Wahrscheinlichkeit für elastische Stösse als beim Stickstoff ($k_3 = 0{,}39$).

Dieser Befund von I. Langmuir und H. Jones ist unwahrscheinlich, da nach den Stossversuchen von J. Franck und G. Hertz[13]) bei den einatomigen Gasen mehr elastische Stösse auftreten als bei den zweiatomaren, wie z. B. Stickstoff.

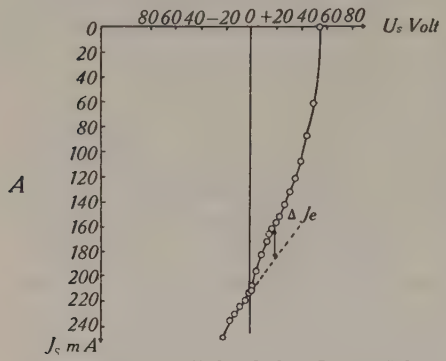
§ 7. Die primäre Elektronengruppe in Abhängigkeit von der Bogenstromstärke.

Beim Messen mit höhern Stromstärken besteht die Gefahr einer zu starken Erwärmung des Entladungsgefässes. Kommt das zur Abdichtung der Schliffstellen benützte Pyceïn zum Verdampfen, so wird die Atmosphäre unbrauchbar.

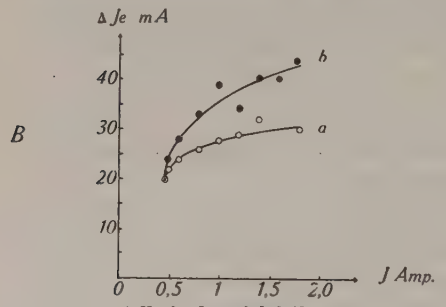
Mit wachsendem Strom werden die Sondencharakteristiken steiler, wie die Fig. 7A zeigt, die bei der Stromstärke $J = 1{,}4$ Ampere gemessen ist. Bei noch grösserem Stromwert ist infolge der Steilheit das zur Ermittlung der primären Elektronengruppe angewandte Verfahren mit grosser Ungenauigkeit behaftet.

Der bei hohen Stromstärken auftretende steile Anstieg dürfte gemäss § 5 durch Glühemission von Elektronen an der Sonde verursacht sein. Mit einer dickeren Sonde, die einen zu raschen Temperaturanstieg verhindert, müsste es daher gelingen, die Elektronenemission an der Sonde, bzw. die Steilheit der Kurven zu verringern. Ein Vergleich der Fig. 3[6] mit der Fig. 8[1] liefert die Bestätigung. Im ersten Fall sind die bei den Sondenmessungen bisher üblichen Elektroden benützt worden, wie sie in Fig. 7B mit (a) bezeichnet sind. Als Mass für die Steilheit der Kurve kann der

tg des Neigungswinkels der gestrichelten Geraden benützt werden; er beträgt 0,33. Im zweiten Fall dagegen, in welchem die Elektroden (b) der Fig. 7B zur Verwendung gelangten, nimmt der tg nur den Wert 0,12 an.



Sondencharakteristik bei hoher Stromstärke ($J = 1{,}4$ Amp., $p = 67{,}0$ mm, $d = 0{,}55$ mm), Elektroden wie im Fall (a) der Fig. 7B.



○ (a) Kathodenstiel 0,40 mm
„ kopf 1,77 „
Sondenstiel 0,50 „
„ kopf 1,77 „
• (b) Kathodenstiel 0,40 „
„ kopf 1,67 „
Sondenstiel 0,80 „
„ kopf 1,95 „

Fig. 7.

Die primäre Elektronengruppe als Funktion der Bogenstromstärke. $p = 67$ mm, $d = 0{,}55$ mm.

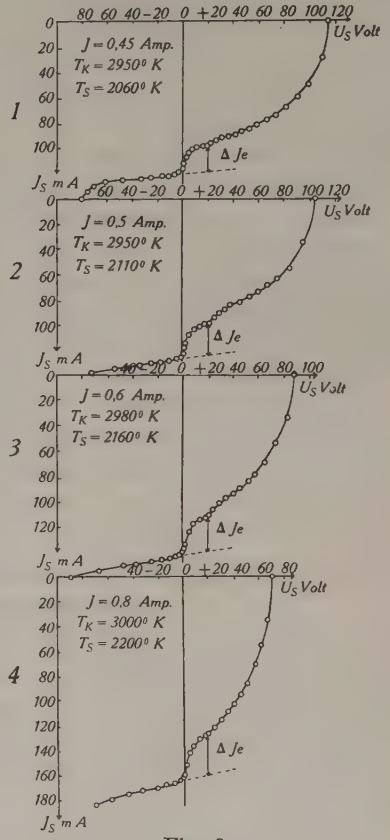


Fig. 8.

Sondencharakteristiken als Funktion der Bogenstromstärke bei konst. p und d ($p = 67{,}5$ mm, $d = 0{,}55$ mm), Elektroden wie im Fall (b) der Fig. 7B.

Bei der Stromstärke $J = 1{,}8$ Ampère schmelzen beide Sonden. Daher wird in einem dritten Versuch eine vorn eben geschliffene Stabsonde vom Durchmesser 2 mm eingesetzt. Die Messungen sind durchaus negativ verlaufen. Infolge der tiefen Sondentemperatur wird nicht nur die mittlere freie Weglänge der primären

Elektronen vor der Sonde beträchtlich herabgesetzt, sondern die Bogenzündung selbst ist schon mit grossen Schwierigkeiten verknüpft.

Es kann somit gesagt werden, dass die zur Untersuchung der primären Elektronengruppe benützten Sonden gerade eine solche Dimension aufweisen müssen, dass weder eine grössere Glühemission noch eine wesentliche Herabsetzung der Gastemperatur in der Umgebung der Sonde sich störend bemerkbar machen kann.

Die Abhängigkeit der Grösse ΔJ_e von der Bogenstromstärke mit zwei verschieden dicken Sonden lässt die Fig. 7B erkennen. Mit wachsender Stromstärke nimmt der von der grösseren Sonde aufgenommene Anteil an Primärelektronen rascher zu als bei der Sonde mit geringerem Durchmesser. Vier mit der dickeren Sonde ermittelte Charakteristiken sind in Fig. 8 aufgetragen.

Im Bereich 0,45 bis 1,40 Ampère kann eindeutig ein Anwachsen der primären Elektronengruppe festgestellt werden. Über das Verhalten der Gruppe bei noch höhern Stromstärken lassen die Messergebnisse aus den angeführten Gründen keine sichere Aussage zu.

§ 8. Spannungs-Bogenlängekurven.

Fig. 9[1] zeigt die Messwerte einer Spannungs-Bogenlänge-(U,d)-kurve (aufgenommen mit der in § 3 erwähnten Zwei-Elektrodenanordnung) beim Druck $p = 296{,}5$ mm und der Stromstärke $J = 0{,}45$ Ampère. Die Messung wird in Richtung abnehmender Bogenlängen d vollzogen, wobei jedesmal auf die konstant zu haltende Stromstärke J nachreguliert wird.

Es ergibt sich folgende Erscheinung.

Beim Nähern der Elektroden des Lichtbogens tritt plötzlich eine Abnahme der Anodentemperatur ein, die so beträchtlich ist, dass sie schon mit dem durch ein farbiges Glas geschützten Auge wahrgenommen werden kann (siehe auch Fig. 12). Gleichzeitig sinkt die Bogenspannung vom Betrag U_M auf den Wert U_m. Erst nachdem ein bestimmter Abstand, die Abfallweite D, erreicht ist, steigt die Spannung wieder allmählich an.

Diese Erscheinung der *„behinderten Entladung"* wurde bei der Bogenentladung zuerst im Stickstoff[14]) beobachtet. Die Bezeichnung rührt daher, dass zuerst die Vorgänge vor der Anode, dann im Abstand D der Kathodenfall behindert werden. Im Abstand D zerstören nämlich die Elektronen durch Bildung von Ionen die negative Raumladung vor der Anode.

Die Abfallweite D entspricht dem d-Wert des Schnittpunktes aus den Tangenten durch den Punkt U_m (Minimumspannung) und den Wendepunkt W. Im vorliegenden Beispiel ist D nahezu gleich der Entfernung des Spannungspunktes U_m von der U-Achse.

Bei grösserem Elektrodenabstand bildet sich nochmals ein Minimum aus; auch dies Verhalten zeigt unter bestimmten Bedingungen der Stickstoff.

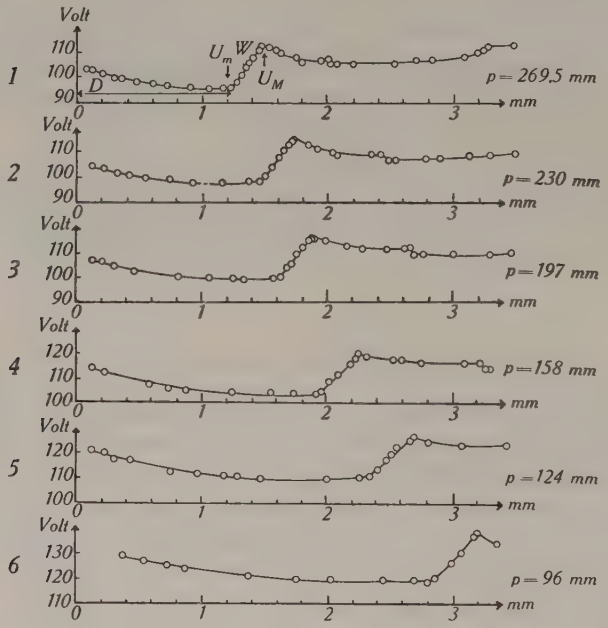


Fig. 9.

Behinderte Bogenentladung; $J = 0{,}45$ Ampère.
Spannungs-Bogenlängekurven.

In Fig. 9 sind noch 5 bei verschiedenem Druck aufgenommene Messreihen aufgetragen.

Die Resultate dieser Messungen sind in Tabelle 4 zusammengestellt. Zugleich ist eine Serie angeführt, bei der die Stromstärke $J = 0{,}6$ Ampère beträgt.

In der letzten Rubrik der Tabelle 4 finden sich die Produkte $p \cdot D$. Die lineare Abhängigkeit dieses Produktes vom Druck veranschaulicht die Fig. 10.

Tabelle 4.

Behinderte Bogenentladung.

I.

$J = 0{,}45$ Ampère, Fig. 9 und 10.

Nr.	p_{mm}	U_{mVolt}	D_{mm}	$p_{mm} \cdot D$
1	296,5	95,9	1,24	367,6
2	230	98,1	1,48	340,4
3	197	99,9	1,63	321,1
4	158	103,9	1,94	306,5
5	124	110,0	2,34	290,2
6	96	118,9	2,84	272,6

II.

$J = 0{,}6$ Ampère.

Nr.	p_{mm}	U_{mVolt}	D_{mm}	$p_{mm} \cdot D$
1	481	82,0	0,72	346,3
2	403	82,1	0,86	346,6
3	338	83,0	0,98	331,2
4	245	86,0	1,28	313,6
5	166	91,1	1,80	298,8
6	132	94,1	2,15	283,8
7	101	100,3	2,65	267,7

Während P. Bächtiger und M. Wehrli[2]) bei Stickstoffmessungen die Beziehung $p \cdot D =$ konst. gefunden haben, gelten hier die folgenden Gleichungen:

$$p \cdot D = 236 + 0{,}44\, p \text{ für } J = 0{,}45 \text{ Amp.}, \tag{4}$$

$$p \cdot D = 250 + 0{,}24\, p \text{ für } J = 0{,}60 \text{ Amp.} \tag{5}$$

Der Gültigkeitsbereich ist bei Gleichung (4) durch die Drucke $p_1 = 96$ mm und $p_2 = 296{,}5$ mm, bei Gleichung (5) durch $p_1 = 101$ mm und $p_2 = 481$ mm nach unten und oben beschränkt.

Erst bei höhern Stromstärken wird das zweite Glied auf der rechten Seite so klein, dass Verhältnisse auftreten, welche mit denen des Stickstoffs verglichen werden können.

Recht gut ist auch die Gleichung:

$$p \cdot U_m = 4000 + 80\, p \text{ für } J = 0{,}45 \text{ Amp.} \tag{6}$$

erfüllt, die im nächsten Paragraphen Verwendung finden wird.

Bei den Messungen der Tabelle 5 bzw. Fig. 11 ist der Zusammenhang der Spannungs-Bogenlängekurven mit der Stromstärke untersucht.

Die Kurve (1) der Fig. 11 ist bei der kleinsten Stromstärke aufgenommen, bei der eine Bogenentladung noch möglich ist.

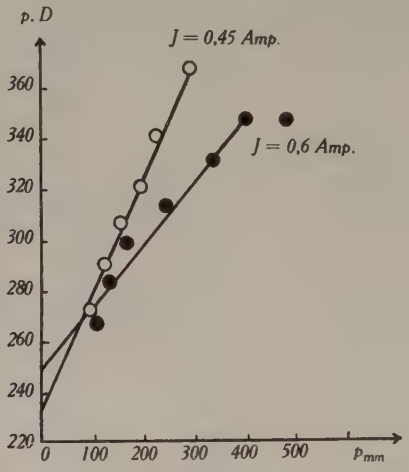


Fig. 10.
$p \cdot D$ als Funktion des Druckes p.
D Abstandsweite.
o nach Tabelle 4 I.
• „ „ 4 II.

Tabelle 5.

Behinderte Bogenentladung. $p = 309$ mm, Fig. 11.

Nr.	$J_{\text{Amp.}}$	U_{mVolt}	D_{mm}	$\frac{p \cdot D}{\sqrt{U_m}}$
1	0,25	148,2	1,40	35,4
2	0,30	128,2	1,38	37,7
3	0,40	102,6	1,30	39,3
4	0,45	94,2	1,20	38,1
5	0,50	87,9	1,10	36,4
6	0,60	81,8	0,96	32,8

Die Abfallweite D und die Minimumspannung U_m sind in Fig. 11, 7 bzw. 8, aufgetragen. Diese Grössen besitzen eine Stromabhängigkeit, die mit der beim Stickstoff durchaus vergleichbar ist ([2]) Fig. 6).

Es besteht ferner angenähert die Beziehung

$$\frac{p \cdot D}{\sqrt{U_m}} = \text{konst.}, \tag{7}$$

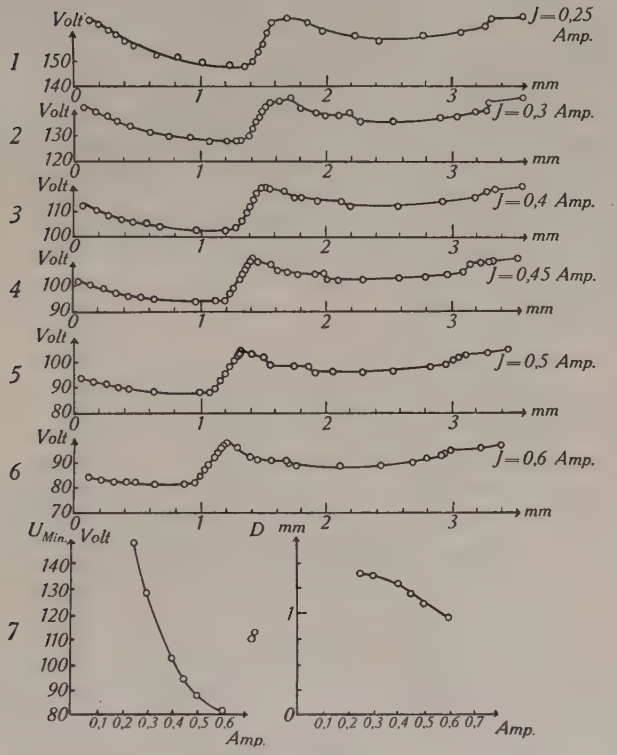


Fig. 11.

Behinderte Bogenentladung; $p = 309$ mm.

1 bis 6 Spannungs-Bogenlängekurven, *7* U_m als Funktion der Stromstärke, *8* Abfallweite D als Funktion der Stromstärke.

wie man aus der Tabelle 5 ersehen kann. Durch Einführung der Gastemperatur T und der mittleren, freien Weglänge λ_0 (beim Druck 1 mm und der Temperatur 273° K) folgt daraus

$$D \approx \text{konst.} \frac{\lambda_0 T}{p} \sqrt{U_m}. \tag{8}$$

P. Bächtiger (l. c.) hat für Stickstoff ebenfalls die Beziehung (7) gefunden*).

*) Für Wasserstoff gilt dagegen angenähert $\frac{p \cdot D}{U_m} = \text{konst.}$

Um die beiden Gase Helium und Stickstoff in Bezug auf die Abfallweite D zu vergleichen, sollen zwei Messreihen zusammengestellt werden, die annähernd gleichen Kathodenfall besitzen.

Gas	$J_{\text{Amp.}}$	U_{mVolt}	D_{mm}	p_{mm}	$\frac{p \cdot D}{\sqrt{U_m}}$	$T_{K\,\text{K}^0}$
Helium . .	0,45	94,2	1,20	309	38,1	2800
Stickstoff .	0,20	95,9	0,27	180	4,96	2650

(T_K bedeutet die Temperatur der Kathode.)

Die letzte Reihe kann durch die Gleichung (8) auf den Druck $p = 309$ mm reduziert werden; sie lautet dann

	$J_{\text{Amp.}}$	U_{mVolt}	D_{mm}	p_{mm}	$\frac{p \cdot D}{\sqrt{U_m}}$	$T_{K\,\text{K}^0}$
Stickstoff .	0,20	95,9	0,16	309	8,45	2650

Die Abfallweite D_{He} ist beinahe achtmal grösser als D_{N_2}. Dieser Unterschied kann nach Gleichung (8) zum grossen Teil durch die um den Faktor 3 grössere mittlere freie Weglänge des Heliums erklärt werden. Aber auch die Konstante der Gleichung (8) muss beim Helium einen grösseren Wert besitzen.

Die beiden Zahlenreihen unterscheiden sich hinsichtlich der Stromstärke. Da der Kathodenfall beide Male gleich ist, benötigt der Lichtbogen in einer Heliumatmosphäre unter gleichen Verhältnissen mehr als doppelt soviel Energie wie der Stickstoffbogen. Diese Differenz kann durch das viel bessere Wärmeleitvermögen des Heliums gegenüber Stickstoff erklärt werden.

Ein Vergleich mit Wasserstoff, der von diesen drei Gasen das grösste Wärmeleitvermögen besitzt, kann diese Behauptung bestätigen.

Gas	$J_{\text{Amp.}}$	U_{mVolt}	D_{mm}	p_{mm}	Herkunft der Daten
Stickstoff . .	0,40	56,8	0,185	211	P. Bächtiger u. M. Wehrli
Helium . . .	0,45	99,9	1,630	197	O. Stübing (Tabelle 4)
Wasserstoff .	0,40	175,8	0,646	199	P. Bächtiger

Wasserstoff besitzt den grössten Kathodenfall; der Wasserstoffbogen erfordert daher die grösste Energiezufuhr.

Die grosse Wärmeableitung von Helium und Wasserstoff bewirkt auch, dass die Bogenzündung in diesen beiden Gasen (gleiche Elektroden vorausgesetzt) erst bei hohen Stromstärken möglich ist. Während der Stickstoffbogen schon bei 0,06 Ampère brennen kann, ist für Helium und Wasserstoff 0,25 Ampère die kleinste Stromstärke für die Bogenentladung.

Es wurde noch bei einer Spannungs-Bogenlängekurve der Temperaturverlauf der Anode und Kathode verfolgt. Die Messungen sind in Fig. 12 aufgetragen. Die Untersuchung gelang im interressantesten Gebiet; erst bei einem Wert, der kleiner ist als die Abstandsweite D, wurde der Ansatz der Entladung an der Kathode punktförmig. Es zeigte sich, dass die Kathode infolge des langen Glühens mit Kristallen bedeckt war.

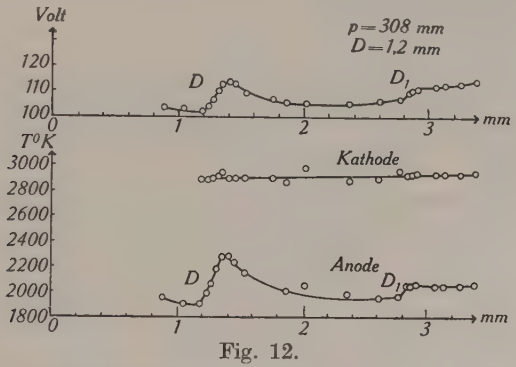


Fig. 12.

Behinderte Bogenentladung; $J = 0{,}45$ Amp.
Spannungsbogenlängekurve mit dazugehörigen Temperaturkurven.

Die Kathodentemperatur zeigt einen konstanten Verlauf, wie er im Stickstoff auch schon beobachtet worden ist.

Kompliziert ist das Verhalten der Anodentemperatur. Bei kleiner werdendem Abstand d tritt eine plötzliche Temperaturabnahme in den Punkten D_1 und D der Fig. 12 auf. (Letztere kann schon visuell beobachtet werden.) Nach der schon angedeuteten Theorie der behinderten Entladung vollzieht sich daher der Abbau des Anodenfalles in 2 Stufen.

§ 9. Spannungs-Druckkurven.

Die Kurven der Fig. 13 stellen die Druckabhängigkeit der Bogenspannung dar. Die Bogenstromstärke bleibt unverändert und beträgt 0,45 Ampere, die Bogenlänge dagegen wird auf die Werte 0,55, 1,40 und 2,00 mm einreguliert. Die Messung geschieht in Richtung abnehmenden Druckes; um ein Erlöschen des Licht-

bogens während des Messens zu vermeiden, muss die Druckerniedrigung sehr sorgfältig vorgenommen werden. Dies wird dadurch erreicht, dass das Entladungsgefäss über einen sehr schwachgeöffneten Vakuumhahn in Verbindung mit einem grossen Glaskolben gesetzt wird; der letztere wird von Zeit zu Zeit evakuiert. Die Ablesung erfolgt erst, wenn die bei der Strömung des Gases auftretenden Druckschwankungen sich ausgeglichen haben. Die grösste Sorgfalt muss auf den linken Ast der Kurve verwandt werden, wo der starke Anstieg der Spannung einsetzt. In diesem Gebiet ist *vor* dem Abpumpen jeweils auf eine grössere Bogen-

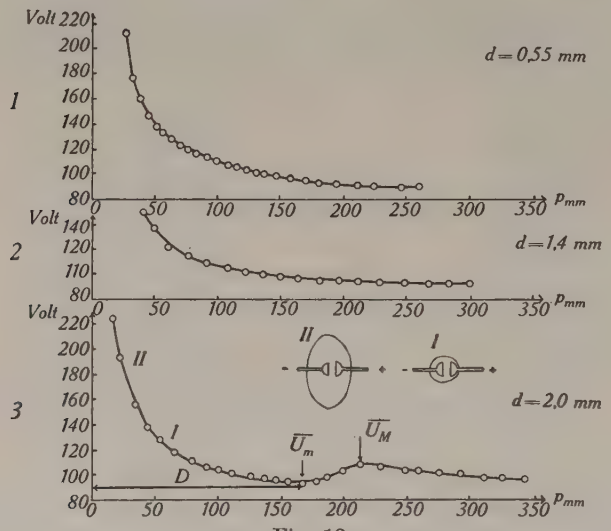


Fig. 13.

Bogenentladung; $J = 0{,}45$ Ampère.
Spannungs-Druckkurven.

stromstärke eingestellt worden; erst wenn der gewünschte Druck hergestellt ist, wird wieder auf die normale Stromstärke $J = 0{,}45$ Ampere einreguliert. Durch diese Massnahme ist ein zu plötzliches Anwachsen der Spannung vermieden, wodurch der Lichtbogen in die Glimmentladung umschlüge.

Die Kurve (3) zeigt gegenüber (1) und (2) eine neue Erscheinung. Nachdem das Maximum $\overline{U}_M$ erreicht ist, fällt die Spannung wieder zum Punkt $\overline{U}_m$ ab, um dann endgültig wieder anzusteigen. Es geht jedoch aus den folgenden Ausführungen hervor, dass die Spannung bei (1) und (2) genau so verläuft, nur dass die geschilderte Wendung weiter rechts, im Gebiet höhern Druckes, einsetzt.

Zieht man die in andern Gasen (Wolframbogen im Stickstoff oder Kupferbogen[4]) vorgenommenen analogen Messungen zum Vergleich heran, so erkennt man, dass, abgesehen von dem Verhalten des Heliumbogens im Bereich $(\overline{U}_m, \overline{U}_M)$, im vorliegenden Fall das dort auftretende absolute Spannungsminimum fehlt. Dies kann nur so erklärt werden, dass es beim Helium in höherem Druckgebiete liegt.

Wie jetzt gezeigt werden soll, ist das Auftreten des Spannungstiefstwertes $\overline{U}_m$ der Kurve (3) auf die gleiche Ursache zurück-

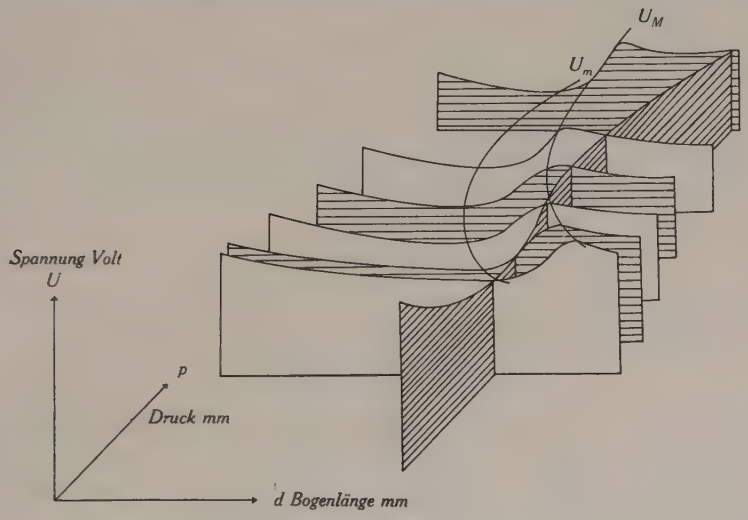


Fig. 14.
Bogenlänge-Spannungs-Druckkurven.

zuführen, wie das Minimum U_m bei den Spannungs-Bogenlängekurven der Fig. 9. Die Bogenlänge $d = 2{,}0$ mm ist sogar gleich der Abfallweite D, bei einem Druck, der erhalten wird durch den Schnittpunkt der im Punkt $\overline{U}_m$ angelegten Tangente mit der zwischen $\overline{U}_m$ und $\overline{U}_M$ errichteten Wendetangente.

Somit ergibt sich eine neue Methode zur Bestimmung der Abfallweite D, die in den Fällen, wo die Bogenlänge d nicht variiert werden kann, von Vorteil ist.

Beweis. Denkt man sich die Kurven der Fig. 9 räumlich auf eine p-(Druck)-Achse senkrecht aufgestellt, so werden in diesem rechtwinkligen Koordinatensystem mit den U-, p- und d-Achsen die Spannungs-Druckkurven durch einen Schnitt der Ebene $d =$ konst. erhalten, wie es in Fig. 14 dargestellt ist. In der d-p-Ebene tritt als Spur der Schnittebene eine zur p-Achse

parallele Gerade auf. Trägt man ausserdem in der d-p-Ebene die Abfallweiten D als Funktion von p auf, so ergibt die Verbindungslinie ihrer Endpunkte eine Kurve, die folgender Gleichung gehorcht:

$$D = \frac{236}{p} + 0{,}44, \tag{9}$$

die aus Gleichung (4) entstanden ist.

Die zu dieser Kurve gehörigen Spannungswerte sind angenähert darstellbar durch die aus der Relation (6) durch Umformung entstandene Gleichung

$$U_m = \frac{4000}{p} + 80. \tag{10}$$

Wird der zur Spannung U_M (siehe Fig. 9[1]) gehörige Abstand der Elektroden mit D^* bezeichnet, so gelten in grosser Annäherung die analogen Gleichungen, die den Kurven der Fig. 9 entnommen sind:

$$D^* = \frac{250}{p^*} + 0{,}65 \tag{11}$$

und

$$U_M = \frac{3400}{p^*} + 100, \tag{12}$$

wobei p^* den dazugehörigen Druck bedeutet. Fig. 14 enthält die Raumkurven U_m (p, d) und U_M (p, d).

In der d-p-Ebene schneidet die Gerade $d =$ konst. die D_p- und $D^*_{p^*}$-Linie.

Es ist sogleich aus den Beziehungen

$$p = \frac{236}{D - 0{,}44} \tag{13}$$

und

$$p^* = \frac{250}{D^* - 0{,}65}, \tag{14}$$

die aus Gleichung (9) bzw. (11) durch Umformen entstanden sind, ersichtlich, dass für $d = D = D^*$ u. $p < p^*$ ist.

Auf Grund dieser Feststellung kann gezeigt werden, dass die bei den Spannungs-Druckkurven auftretende Minimumspannung $\overline{U}_m$ in gleichem Abstand $d = D$ und Druck p bei den Spannungs-Bogenlängekurven als kleinste Spannung U_m wiederkehrt.

In der Ebene (p, d) schneiden sich die Gerade $d =$ konst. und die D_p-linie im Punkt (D, p_0), ebenso wird die $D^*_{p^*}$-Linie im Punkt $(D^* = D, p_0^*)$ getroffen, wobei $p_0 < p_0^*$.

Man hat so die Fusspunkte der Raumpunkte (D, p_0, U_m) und (D, p_0^*, U_M) erhalten.

Wenn bestätigt werden kann, dass für $p_0^* > p_0$ u. $U_M(p_0^*) > U_m(p_0)$ und für ein beliebiges p, das längs $d = D = D^*$ nur der Bedingung $p < p_0$ unterworfen ist, $U(p) > U_m(p_0)$, so ist U_m auch Spannungsminimum für die Spannungs-Druckkurven, d. h. $U_m = \overline{U}_m$, die obige Behauptung also bewiesen.

Dass die letztere Bedingung erfüllt ist zeigt sofort die Gleichung (10), da U_m selbst als *kleinste* Spannung mit Verringerung des Druckes ansteigt.

Zum Nachweis, dass $U_M - U_m > 0$ ist, ersetzt man in den Beziehungen (10) und (12) p und p^* vermittels (13) und (14) durch D.

Es ergibt sich:

$$3400\,\frac{D-0{,}65}{250} - 4000\,\frac{D-0{,}44}{236} + 20 > 0.$$

Daraus folgt

$$D < 5{,}6. \qquad (15)$$

Im vorliegenden Fall ist diese Bedingung sicher erfüllt.

Hieraus und aus Gleichung (9) ergeben sich die Grenzen für das Auftreten eines Spannungsminimums bei den Spannungs-Druckkurven:

$$0{,}44 < D < 5{,}6.$$

Es ist dies eine die Heliumentladung kennzeichnende Tatsache, da gerade beim Stickstoff die Werte für D fast durchweg unter 0,4 liegen.

Dieser Herleitung liegt die Annahme zugrunde, dass die Beziehungen (9) bis (12), die für einen beschränkten Messbereich ($p = 96$ bis $p = 296{,}5$ mm) durchaus bestätigt sind, auch darüber hinaus ihre Gültigkeit behalten. Dem Abstand $d = 5{,}6$ mm entspricht ein Druck von 45,7 mm.

Um die in der Fig. 13 angegebenen Kurven aus den Spannungs-Bogenlängekurven der Fig. 9 herzuleiten, muss berücksichtigt werden, dass im letzteren Fall infolge der neuen Heliumfüllung und der andern Elektroden die Spannung im Durchschnitt 10 Volt höher liegt.

Aus Gleichung (13) findet man, dass für die Kurve (1) der Spannungstiefstwert $\overline{U}_m$ erst beim Druck $p_D = 2145$ mm erscheint; im zweiten und dritten Fall ergibt sich $p_D = 246$ mm bzw. 151 mm.

Das letztere Resultat bildet mit Rücksicht auf die vorhin erwähnte Spannungsverschiebung eine gute Bestätigung der Gleichung (13) wie die Figur 13 zeigt.

Die Kurve 2 läuft zwischen 250 und 300 mm deutlich parallel der p-Achse; der Abfall von $\overline{U}_M$ auf $\overline{U}_m$ muss daher rechts, unmittelbar im nichtaufgenommenen Kurvenast auftreten.

Eine Messreihe bei der Stromstärke 0,6 Ampère und der Bogenlänge 2,0 mm weist bei gleicher Kurvenform (nämlich 3) eine durchschnittliche Verschiebung der Messpunkte um 18 Volt nach unten auf. Für diese Kurve gilt:

$$\overline{U}_m = 76 \text{ Volt beim Druck } p_D = 170 \text{ mm},$$
$$\overline{U}_M = 91 \quad „ \quad „ \quad „ \quad p = 230 \quad „ .$$

Die Kurve 3 der Fig. 13 lässt erkennen, dass das Gebiet hoher Ionisation ($\overline{U}_m$, $\overline{U}_M$), das bei den Spannungs-Bogenlängekurven durch Abstandsverkleinerung erreicht wird und zur Zerstörung des Anodenfalles, d. h. der negativen Raumladung vor der Anode, führt, bei Druckabnahme an Ausdehnung zunimmt.

Die Ausdehnung des Ionisationsgebietes kann auch mit dem durch ein farbiges Glas geschützten Auge verfolgt werden. Bei niedrigem Druck bildet sich an der Kathode ein deutlich umgrenzter Glimmsaum aus. In Fig. 13[3] ist die Form und Ausdehnung dieser Erscheinung in den Abbildungen (I) und (II) angedeutet. Die entsprechenden Punkte der Kurve tragen die gleichen Ziffern. Vom Druck 20 mm an nimmt das Glimmlicht rasch an Grösse zu und deformiert sich. Beim niedrigsten Druck, der gemessen wurde (siehe § 4), füllt die nun bläulich umsäumte Wolke das ganze Entladungsgefäss aus.

Durch Messungen wird festgestellt, welche Spannung dem Glimmsaum entspricht. Im Anschluss an die Spannungs-Druckmessungen wird die Anode jeweils soweit gegen die Kathode verschoben, bis der Glimmsaum erreicht ist. Die dieser Bogenlänge entsprechende Spannung stellt sich als Minimalspannung U_m heraus. Diese Untersuchung wird erschwert durch die Deformation der Leuchterscheinung, die infolge der Annäherung der Anode eintritt.

Kurz bevor die Anode den Glimmsaum erreicht, sinkt die Anodentemperatur.

Die Spannungs-Druckkurven bilden daher nicht nur eine Bestätigung für das bekannte Verschwinden des Anodenfalles im Abstand der Abfallweite D, sie zeigen vielmehr, wie das Gebiet hoher Elektronen- und Ionenstromdichte, das sich vor der Kathode

befindet, mit abnehmendem Druck nach aussen, auf die Anode zu, verschoben wird. Der Heliumlichtbogen ermöglicht es ausserdem, auf optischem Wege diese Ausdehnung messend zu verfolgen.

Zusammenfassung.

1. Es werden die Existenzbedingungen des Helium-Wolframbogens im Druckbereiche 11—500 mm studiert und Stromspannungskurven gemessen.

2. Mittels Sondencharakteristiken an einer Wolframsonde wird das Verhalten der primär aus der Kathode emittierten Elektronen näher untersucht. Die im Stickstoff von M. Wehrli und P. Bächtiger festgestellte Elektronengruppe mit einer Voltgeschwindigkeit von der Grössenordnung des Kathodenfalles wird auch in Helium nachgewiesen.

3. Während die Gruppe in Stickstoff erst unterhalb 29 mm Hg beobachtet wurde, kann sie in Helium infolge der grossen mittleren freien Weglänge schon bei 198 mm gefunden werden.

4. Die Theorie obiger Autoren über das Verhalten der Elektronengruppe bei wachsendem Druck p und zunehmendem Abstande d von der Kathode kann in Helium bestätigt werden, so fällt z. B. die Gesamtzahl aller elastisch gestreuten Elektronen mit wachsendem Produkte $p \cdot d$ exponentiell ab. Wie erwartet liegt der erste unelastische Stoss bei $20 \pm 0{,}5$ Volt (Anregungsspannung des Heliums). Die Grösse der primären Elektronengruppe nimmt mit wachsender Stromstärke schwach zu.

5. Aus Spannungs-Bogenlängekurven wird die Bogenlänge festgestellt, unterhalb welcher der Anodenfall verschwunden ist (sog. Abfallweite D). Die sich ergebenden Werte sind bis zu zehnmal grösser als die in Stickstoff gefundenen, was zum grossen Teil auf die grössere mittlere freie Weglänge zurückgeführt wird.

6. Das Verschwinden des Anodenfalles unterhalb einer bestimmten Bogenlänge kann auch aus Spannungs-Druckkurven entnommen werden, wodurch sich ein neues Verfahren zur Bestimmung der Abfallweite D ergibt.

Die vorliegende Arbeit wurde auf Anregung von Herrn Professor Wehrli in der Physikalischen Anstalt der Universität Basel ausgeführt. Dem Vorsteher der Anstalt, Herrn Professor Hagenbach, spreche ich für die Überlassung der Hilfsmittel und sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit meinen wärmsten Dank aus. Herr Professor Wehrli hat die Arbeit durch viele Ratschläge und Anregungen unterstützt, wofür ich ihm herzlichst danke.

Literatur-Verzeichnis.

[1]) M. Wehrli und P. Bächtiger, Helv. Phys. Acta **5**, 106 (1932).
[2]) M. Wehrli und P. Bächtiger, Helv. Phys. Acta **4**, 31 (1931).
[3]) P. Bächtiger, Helv. Phys. Acta **4**, 409 (1931).
[4]) M. Wehrli, Zeitschr. f. Phys. **44**, 301 (1927).
[5]) E. Sieboth, Helv. Phys. Acta **4**, 153 (1931).
[6]) C. Zwikker, „Propriétés physiques du tungstène aux hautes températures", Diss., Amsterdam 1925.
[7]) M. Wehrli und P. Bächtiger, Helv. Phys. Acta **5**, 233 (1932).
[8]) M. L. E. Oliphant, Proc. Roy. Soc. **127**, 373 (1930).
[9]) K. T. Compton and I. Langmuir, Reviews of modern physics **2**, 123 (1930).
[10]) A. I. Ahearn, Phys. Rev. **38**, 1858 (1931).
[11]) W. Roth und K. Scheel, „Konstanten der Atomphysik", Springer, Berlin 1923.
[12]) I. Langmuir and H. Jones, Phys. R. **31**, 357 (1928).
[13]) J. Franck und P. Jordan, „Anregung von Quantensprüngen durch Stösse", Springer, Berlin 1926.
[14]) P. Bächtiger, Helv. Phys. Acta **3**, 335 (1930).

Curriculum vitae.

Als Sohn des Oskar Stübing, Postinspektor, und seiner Gattin Adele, geb. Müller, wurde ich, Oskar Stübing, am 9. Januar 1907 in Strassburg i. E. geboren.

Nachdem ich im Jahre 1926 am Gymnasium in Lörrach die Reifeprüfung bestanden hatte, bezog ich die Hochschule, und zwar:

SS 1926 und WS 1926/27 die Universität Freiburg i. Br.; SS 1927 und WS 1927/28 die Universität Basel; SS 1928 die Universität Berlin; WS 1928/29 bis SS 1930 wieder die Universität Freiburg i. Br.

Im Herbst 1930 bestand ich die Staatsprüfung für das höhere Lehramt für Baden in Karlsruhe. Daran schloss sich ein bis Pfingsten 1932 dauernder Vorbereitungsdienst an, den ich mit dem Bestehen des pädagogischen Examens beendete.

Im gleichen Jahr begann ich bei Herrn Prof. Dr. A. Hagenbach mit der vorliegenden physikalisch-experimentellen Dissertation.

In Basel besuchte ich die Vorlesungen und Praktika der folgenden Dozenten:

A. Buxtorf, H. Erlenmeyer, F. Fichter, A. Hagenbach, W. Matthies, H. Mohrmann, A. Ostrowski, H. Rupe, O. Spiess, H. Veillon, M. Wehrli und H. Zickendraht.